Quadrupolmoment von $^{83}_{36}Kr$, $^{131}_{54}Xe$ und mechanisches Moment von $^{83}_{36}Kr$

Inaugural-Dissertation

zur

Erlangung der Doktorwürde

genehmigt von der

Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Friedrich-Wilhelms-Universität zu Berlin

Von

Horst Korsching
aus Danzig

Tag der Promotion: 3. Oktober 1938

Tag der mündlichen Prüfung: 1. Juni 1938

Berlin 1938

N 63

Referenten: Professor Dr. H. Schüler

Professor Dr. P. Debye

R. UNIV.
BIBLIOTHEEK
LEIDEN

Sonderabdruck aus „Zeitschrift für Physik", Band 109, Heft 5/6

Verlag von Julius Springer in Berlin

Aus Untersuchungen an Kr I- und Xe I-Linien im nahen Ultrarot wird das mechanische Moment von ^{83}Kr mittels Intensitätsmessungen zu $i = {}^9/_2$ bestimmt. Für die Quadrupolmomente folgt aus den Messungen des $(4p^5\,(^2P_{1/2})\,5s)_1$- bzw. $(5p^5\,(^2P_{1/2})\,6s)_1$-Terms für ^{83}Kr: $q = +\,0{,}04 \cdot 10^{-24}$ cm^2 und für ^{131}Xe: $|q| \leqq 0{,}03 \cdot 10^{-24}$ cm^2.

Seitdem zum erstenmal beim Europium sich der Beweis[1]) führen ließ, daß in der Hyperfeinstruktur (im folgenden mit HSF. abgekürzt) außer dem mechanischen und magnetischen Moment eine weitere Kerneigenschaft sich zeigt, nämlich die Abweichung der elektrischen Ladungsverteilung des Atomkerns von der Kugelsymmetrie, sind eine Anzahl solcher Quadrupolmomente bestimmt worden. Sie lassen sich aus den Abweichungen von der Landéschen Intervallregel (cos-Gesetz) der HFS. berechnen[2]), wenn die betreffende Elektronenkonfiguration bekannt ist. Es sind in der vorliegenden Arbeit die Atomkerne ^{83}Kr und ^{131}Xe untersucht worden. Die HFS. dieser Elemente sind bereits von anderen Autoren[3]) gemessen worden. Da aber die Arbeiten der genannten Verfasser vor der Entdeckung der Quadrupolmomente liegen und daher eine strenge Gültigkeit der Intervallregel voraussetzen und auch Eigenschaften der Isotopenverschiebung vorausgesetzt sind, die später beim Samarium[4]) durchbrochen wurden, sind die Schlußfolgerungen, die für das mechanische Moment geltend gemacht werden, nicht mehr im gleichen Grade zwingend. Es bleiben zur einwandfreien Bestimmung des Spins nur zwei Möglichkeiten übrig; einmal aus der Anzahl der Komponenten, falls der Gesamtdrehimpuls j der äußeren Elektronen größer als das mechanische Kernmoment i ist oder aber aus der Intensität der Komponenten des Aufspaltungsbildes. Für Krypton ist nur der zweite Weg gangbar. Da andererseits bei der Bestimmung der Quadrupolmomente

[1]) H. Schüler u. Th. Schmidt, ZS. f. Phys. **94**, 457, 1935. — [2]) H. Casimir, Verhandelingen Teylers Tweede Genootschap XI, 1936; H. Schüler u. Th. Schmidt, ZS. f. Phys. **98**, 239, 1935; **99**, 717, 1936. — [3]) H. Kopfermann u. N. Wieth-Knudsen, ebenda **85**, 353, 1933; H. Kopfermann u. Eva Rindal, ebenda **87**, 460, 1934; E. G. Jones, Proc. Roy. Soc. London (A) **144**, 587, 1934. — [4]) H. Schüler u. Th. Schmidt, ZS. f. Phys. **92**, 148, 1934.

eine möglichst große Meßgenauigkeit erwünscht ist, und für das mechanische Moment des Kryptons nur eine untere Grenze angegeben worden ist, wurden die beiden Elemente erneut untersucht.

Die in Frage kommenden Linien wurden mit dem Zeissschen Dreiprismenspektrographen und einem Perot-Fabry-Etalon aufgenommen. Als Lichtquelle diente für Krypton eine mit flüssigem Stickstoff gekühlte Hohlkathodenentladungsröhre[1]) und für Xenon eine wassergekühlte[2]). Bei der Temperatur des flüssigen Stickstoffs (80° abs.) liegt der Dampfdruck des Xenons unter 0,01 mm Hg, wie man es aus bekannten Werten[3]) extrapolieren kann. Um in einer Hohlkathode eine Entladung aufrechtzuerhalten, ist es nötig, daß der Kathodenraum größer ist als die mittlere freie Weglänge der Moleküle; je kleiner also der Gasdruck ist, desto größer muß die Kathode sein. Da nun die Dimensionen der Kathode entsprechend den üblichen Anforderungen bereits festlagen, war die Verwendung bei dem obengenannten Druck nicht möglich. Die Aufnahmen wurden mit Stromstärken von 50 bis 100 mA und einer halben bis neun Stunden Belichtungszeit gemacht. Für das Infrarot wurden die Platten Agfa 850 hart, 800 rapid und 750 hart verwendet. Die Platten wurden hypersensibilisiert, um allzulange Belichtungszeiten zu vermeiden.

Im Kryptonspektrum[4]) wurden die Linien

$$\lambda\,7685\;([4p^5\,(^2P_{1/2})\,5s]_1 - [4p^5\,(^2P_{1/2})\,5p]_0);$$
$$\lambda\,8059\;([4p^5\,(^2P_{1/2})\,5s]_0 - [4p^5\,(^2P_{1/2})\,5p]_1);$$
$$\lambda\,8281\;([4p^5\,(^2P_{1/2})\,5s]_1 - [4p^5\,(^2P_{1/2})\,5p]_1);$$
$$\lambda\,8509\;([4p^5\,(^2P_{1/2})\,5s]_1 - [4p^5\,(^2P_{1/2})\,5p]_1)$$

und

$$\lambda\,5570\;([4p^5\,(^2P_{3/2})\,5s]_2 - [4p^5\,(^2P_{1/2})\,5p]_1)$$

untersucht. Zur Bestimmung des mechanischen Momentes lassen sich die drei ersten Linien heranziehen. In Fig. 1 und 2 sind die Photometerkurven von $\lambda\,7685$ und $\lambda\,8059$ wiedergegeben. Der j-Wert des aufspaltenden Terms ist Eins. Das ungerade Isotop ^{83}Kr spaltet da $i > j$ in drei Linien auf. Die mittlere Komponente wird durch die Summe der zusammenfallenden geraden Isotope überdeckt. Das Intensitätsverhältnis der Komponenten ist nun durch die Größe des Spins gegeben. Bei den beiden vorliegenden Linien spaltet jeweils nur ein Term auf, da der andere den j-Wert

[1]) H. Schüler u. Th. Schmidt, ZS. f. Phys. **96**, 485, 1935. — [2]) H. Schüler u. H. Gollnow, ebenda **93**, 611, 1935. — [3]) Landolt-Börnstein, Phys.-Chem. Tabellen, 2. Erg., 2. Teil, S. 1294. — [4]) W. Gremmer, ZS. f. Phys. **54**, 215, 1929; W. F. Meggers, T. L. de Bruin, C. J. Humphreys, Bur. Stand. Journ. Res. **3**, 129, 1929.

Null hat. Man bekommt gemäß der Summenregel für die Intensität einer Komponente: $I = 2f + 1$, wobei die Gesamtquantenzahl f für die äußeren Komponenten $f = i \pm j$ ist; i ist das mechanische Moment des Kerns, j der Gesamtdrehimpuls der äußeren Elektronen. Man erhält mit $j = 1$

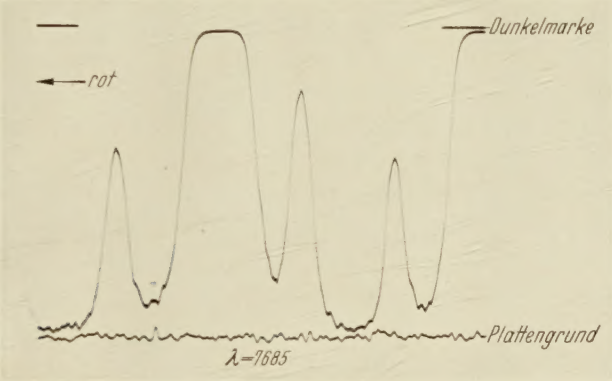

Fig. 1.

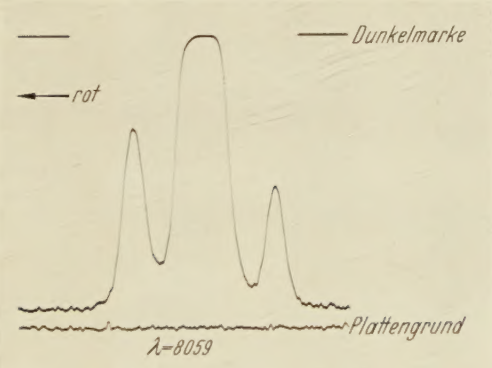

Fig. 2.

für den Spin $i = {}^{11}/_2$ das Verhältnis der Intensitäten der äußeren Komponenten $V_i = 1{,}40$; für $i = {}^{9}/_2$ $V_i = 1{,}50$ und für $i = {}^{7}/_2$ $V_i = 1{,}67$. Es wurden nun die mittleren Ordnungen verschiedener Aufnahmen mit dem Zeissschen Registrierphotometer des Instituts ausgewertet und dabei auch der Intensitätsabfall der einzelnen Ordnungen der Interferenzringe berücksichtigt. Für das Intensitätsverhältnis ergeben sich folgende Werte: $V_i = 1{,}46,\ 1{,}47,\ 1{,}48,\ 1{,}49,\ 1{,}50,\ 1{,}51,\ 1{,}51,\ 1{,}52,\ 1{,}53,\ 1{,}53,\ 1{,}56.$

Daraus gemittelt $V_i = 1{,}50_5$; d. h. die Intensitätsmessungen ergeben das mechanische Moment:

$$^{83}\text{Kr}: \; i = {}^9/_2.$$

Damit ist auch der von Kopfermann und Wieth-Knudsen (l. c.) zugelassene Wert $i = {}^{11}/_2$ ausgeschlossen. Aus der geringen Streuung der erhaltenen Verhältniszahlen sieht man, daß bei geeigneten Linien die Bestimmung von i gut durchführbar ist.

Bei der Linie λ 8281, deren Aufspaltungsbild und Termschema in Fig. 3 (die über jeder Komponenten stehende eingeklammerte Zahl bedeutet ihre Intensität) wiedergegeben sind, liegen die

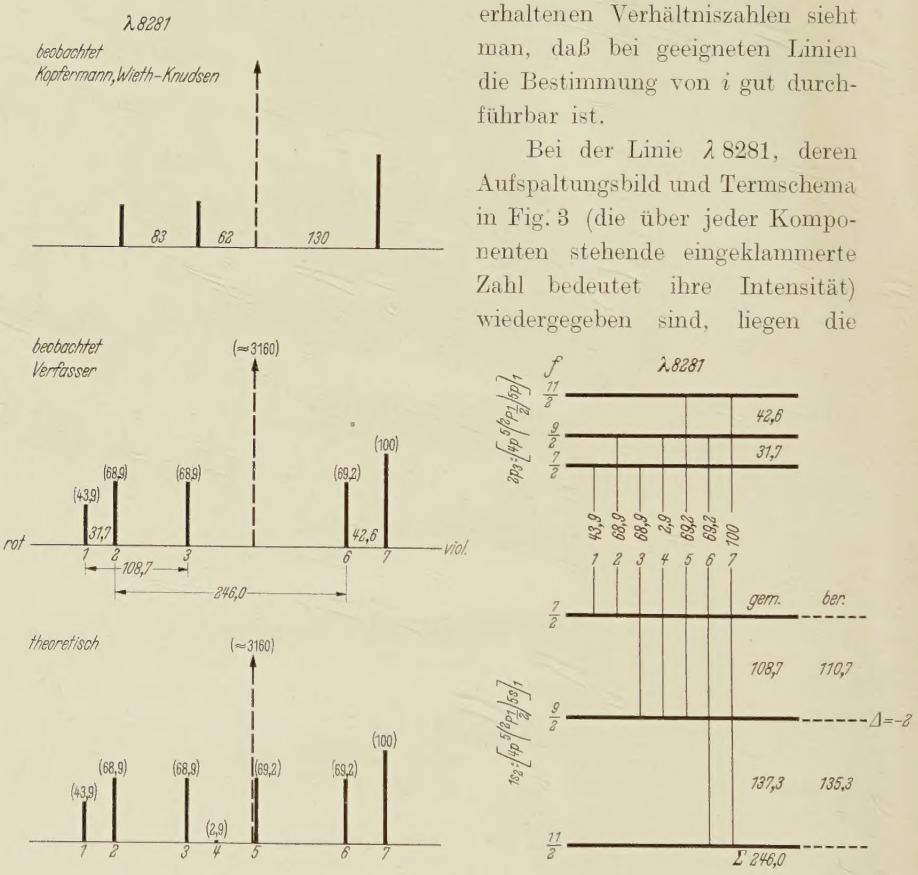

Fig. 3.

Beobachtungsbedingungen nicht so günstig, da die beiden Komponenten (1 und 2), deren Intensitätsverhältnis zu bestimmen ist, nicht vollständig aufgelöst sind. Immerhin sprechen auch hier die Befunde für den Spin $i = {}^9/_2$. Es zeigt sich also, daß bei den Elementen mit ungeradem Neutron im Kern das mechanische Moment ebenso große Werte annehmen kann, wie bei Kernen mit ungeradem Proton.

Zur Erlangung der Schwärzungskurven wurden mit einem rotierenden Sektor[1]) und einer Glühlampe als Lichtquelle Intensitätsstufen aufgenommen. Es zeigte sich, daß innerhalb der erforderlichen Genauigkeit der Verlauf der Schwärzungskurve im geraden Teil derselbe ist für Stufen mit einer Stunde oder einer halben Minute Belichtungszeit. Ebenso änderten sich die Kurven nicht, wenn man sie für eine bestimmte Wellenlänge nahm, oder ohne spektrale Zerlegung mit Rotfilter arbeitete, wobei also das gesamte infrarote Gebiet wirksam ist, für das die Emulsion sensibilisiert ist. Man kann also für eine Plattensorte die unter den genannten Umständen erhaltenen Kurven zur Deckung bringen, wenn man in der graphischen Darstellung: (Ordinate: Schwärzung; Abszisse: Intensität) die Intensität mit einem bestimmten Faktor multipliziert[2]). Das gilt hier also bis zu Schwärzungen von $\sim 0{,}7$.

Für die Bestimmung des Quadrupolmomentes von Krypton eignet sich am besten der $[4p^5\,(^2P_{1/2})\,5s]_1$-Term ($1s_2$). Er entspricht dem $^1P_1$ für Russell-Saunders-Kopplung. Für p^5s gelten dieselben Formeln wie für ps, nur daß für p^5, das sozusagen ein p-„Loch" darstellt, $(3\cos^2 d - 1)$ sein Vorzeichen ändert.

Aus der Linie λ 8281 lassen sich direkt die beiden Abstände des $1s_2$-Terms messen. Die Gesamtaufspaltung kann man außerdem aus λ 7685 zu $246{,}0 \cdot 10^{-3}\,\mathrm{cm}^{-1}$ finden. Aus der Linie λ 8059 bekommt man für die Gesamtaufspaltung des $[4p^5\,(^2P_{1/2})\,5p]_1$-Terms ($2p_4$) $192{,}0 \cdot 10^{-3}\,\mathrm{cm}^{-1}$. Mit Hilfe der beiden letzten Linien, bei denen der Meßfehler innerhalb einer Einheit liegt, lassen sich unter Hinzunahme der Linie λ 8509 die beiden Teilabstände des $1s_2$-Terms nochmals gewinnen. Die Komponenten 1 und 2 von λ 8509 (Fig. 4) fallen so nahe zusammen, daß sie das Aussehen einer einzigen scharfen Linie haben. Wie man aus der Fig. 4 ersieht, gibt der Abstand 1 bis 7 die Gesamtaufspaltung des $1s_2$-Terms an. Da ich nun für den Abstand (1, 2) bis 7 einen Wert bekomme, der kleiner als die anderweitig gemessene Gesamtaufspaltung ist, folgt, daß die Komponente 2 auf der violetten Seite von 1 liegt. Andererseits folgt, daß der Abstand der Komponenten 1 und 2 gleich der doppelten Differenz der Gesamtaufspaltung von $1s_2$ und dem Abstand (1, 2) bis 7 ist; die Intensität von 1 und 2 ist nämlich praktisch gleich, so daß das Maximum der Schwärzung

[1]) Siehe auch: A. E. Weber, Ann. d. Phys. **45**, 801, 1914; F. Goos, ZS. f. Phys. **31**, 229, 1925; Handb. d. Astrophys. Bd. 7, S. 57, Artikel von Brück; H. Schüler u. J. E. Keyston, ZS. f. Phys. **67**, 433, 1931; H. Gollnow, ebenda **103**, 443, 1936. — [2]) Vergleiche: E. F. M. van der Held u. B. Baars, ZS. f. Phys. **45**, 364, 1927.

von (1, 2) in die Mitte zwischen 1 und 2 fällt. Der Abstand 6 bis 7 ist direkt meßbar, kommt aber wahrscheinlich systematisch etwas zu groß heraus wegen der Nähe der zusammenfallenden geraden Isotope und der starken Komponente 5. Wendet man nun auf den $2p_4$-Term die Intervallregel[1]) an [nach Meggers[2]) entspricht $2p_4$ dem $^3S_1$ in Russell-Saunders-Kopplung],

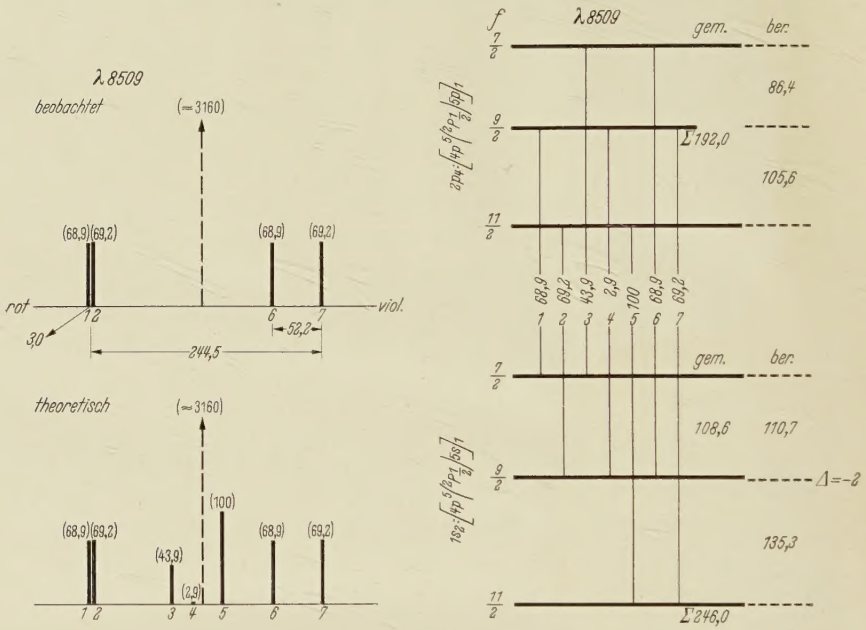

Fig. 4.

so erhält man für den $1s_2$ die Abstände 108,6 und 138,6 · 10^{-3} cm^{-1}. Aus der Linie λ 8281 bekommt man direkt 108,7 und 137,3 · 10^{-3} cm^{-1}. Das ist eine gute Übereinstimmung, besonders wenn man das über den Abstand 6 bis 7 Gesagte beachtet. Um das Quadrupolmoment zu berechnen, stellt man die HFS.-Niveaus in der Formel

$$E = a_0 + \frac{a}{2} C + bC(C+1)$$

dar, wo

$$C = f(f+1) - i(i+1) - j(j+1)$$

[1]) Die Intervallregel ist für eine kugelsymmetrische Ladungsverteilung der Elektronen immer gültig. Siehe: H. Schüler u. Th. Schmidt, ZS. f. Phys. **94**, 457, 1935. — [2]) W. F. Meggers, T. L. de Bruin und C. J. Humphreys (l. c.).

ist. Mittels der Größe b berechnet man das Quadrupolmoment durch die für $^1P_1$ und $^3P_1$ unter Berücksichtigung der Kopplung bereits abgekürzt gegebenen Formel[1]):

$$q = \frac{b \cdot Z^* \cdot \lambda \cdot i\,(2\,i - 1) \cdot 14{,}79}{\delta \cdot (R' \cdot c_1^2 - 2{,}83 \cdot S \cdot c_1\, c_2)} \cdot 10^{-24}.$$

Diese Gleichung gilt also für die Elektronenkonfiguration (ps). Entsprechend dem oben Gesagten bekommt für $(p^5 s)$ der Ausdruck für q ein negatives Vorzeichen.

Die Konstanten c_1 und c_2 lassen sich aus der Grobstruktur berechnen[2]).

Es ergeben sich für die einzelnen Größen folgende Werte:

$c_1 = \quad 0{,}9970;$
$c_2 = -0{,}0788; \quad b = -0{,}017; \quad Z^* = Z - 4$ für p-Elektronen;
$i = {}^9/_2; \qquad \delta = 5219{,}9; \quad Z = 36;$
$R' = 1{,}045$
$S = 1{,}07$ } relativistische Korrekturen;
$\lambda = 1{,}024$

b ist in $10^{-3}\,\mathrm{cm}^{-1}$ und δ in cm^{-1} einzusetzen.

Mit diesen Werten ergibt sich:

$$^{83}\mathrm{Kr}\text{: } q = +\,0{,}04 \cdot 10^{-24}\,\mathrm{cm}^2.$$

Aus der Linie λ 5570 läßt sich die Gesamtaufspaltung des $[4p^5(^2P_{3/2})\,5s]_2$-Terms ($^3P_2$) zu etwa $158 \cdot 10^{-3}\,\mathrm{cm}^{-1}$ messen. Den größten Teilabstand kann man zu 53 Einheiten schätzen. Das ist mit dem angegebenen q-Wert gut verträglich.

Im Xenonspektrum[3]) wurde die Linie λ 7887 untersucht. Sie ist der Übergang $[5p^5\,(^2P_{1/2})\,6s]_1 - [5p^5\,(^2P_{1/2})\,6p]_0$ oder in der anderen Bezeichnung $(1s_2 - 2p_1)$. Der $2p_1$-Term hat den j-Wert Null, so daß direkt der $1s_2$-Term meßbar ist. Hier ist $i > j$ und $j = 1$. Der Term spaltet in drei Komponenten auf und liegt regelrecht. Der größere Abstand bestimmt sich zu 145 und der Gesamtabstand zu $228 \cdot 10^{-3}\,\mathrm{cm}^{-1}$. Diese Werte sind in guter Übereinstimmung mit den von Kopfermann und Rindal gemessenen.

---

[1]) H. Schüler u. Th. Schmidt, ZS. f. Phys. **99**, 717, 1936. — [2]) G. Breit u. L. A. Wills, Phys. Rev. **44**, 470, 1933. — [3]) W. F. Meggers, T. L. de Bruin u. C. J. Humphreys, Bur. Stand. Journ. Res. **3**, 731, 1929; W. Gremmer, ZS. f. Phys. **59**, 154, 1930.

Aus den gemessenen Abständen berechnet man in der vorhin beschriebenen Weise:

$$b = +0{,}167.$$

Ferner ist:

$$c_1 = 0{,}9975$$
$$c_2 = -0{,}0692; \quad Z^* = Z - 4 = 50; \quad i = {}^3/_2; \quad \delta = 9129{,}2$$
$$R' = 1{,}113$$
$$S = 1{,}19$$
$$\lambda = 1{,}063.$$

Aus diesen Größen erhält man mit der angegebenen Formel:

$$^{131}\mathrm{Xe}: \; q = -0{,}03 \cdot 10^{-24}\,\mathrm{cm}^2.$$

Das aus den Angaben folgende negative Vorzeichen von q braucht nicht unbedingt reell zu sein, da nämlich die stärkere Komponente des anderen ungeraden Isotops (^{129}Xe, $i = {}^1/_2$) zwischen die beiden Komponenten von ^{131}Xe fällt, die den kleineren Abstand festlegen, so daß also dadurch eine systematische Verkleinerung desselben durchaus möglich ist. Immerhin ist der systematische Fehler ganz sicher nicht so groß, daß der Absolutwert von b über den angegebenen Betrag hinausgeht. Man kann somit für das Quadrupolmoment mit Sicherheit angeben:

$$^{131}\mathrm{Xe}: \; |q| \leqq 0{,}03 \cdot 10^{-24}\,\mathrm{cm}^2.$$

Während sich also beim Xenon der q-Wert Null nicht mit Sicherheit ausschließen läßt, sind beim Krypton das positive Vorzeichen, das einen in der Richtung der Kernspinachse verlängerten Kern anzeigt, und die absolute Größe des Quadrupolmomentes festgelegt.

Allgemein kann man sagen, daß die Genauigkeit der bei den verschiedenen Elementen erhaltenen q-Werte nicht einheitlich ist. Dies hat zwei Ursachen; einmal eine rein experimentelle, die durch Linienbreite der verwendeten Lichtquelle und die spezielle Lage der Komponenten im Strukturbild gegeben ist. Dann ist aber auch das jeweils vorliegende Termsystem von großer Wichtigkeit. Ein $4p$-Elektron erzeugt eine größere Quadrupolverschiebung als ein $4d$- oder $4f$-Elektron; ein $4p$-Elektron ist günstiger als ein $5p$-Elektron.

Zum Schluß sind alle bisher bekannten Quadrupolmomente in einer Tabelle mit dem zugehörigen mechanischen und magnetischen Moment zusammengestellt.

Tabelle 1.

Kern	i	μ Kernmagneton	q in 10^{-24}	Literatur für q
$^{63}_{29}Cu$	$^3/_2$	$+2{,}5$	$-0{,}1$	H. Schüler und Th. Schmidt, ZS. f. Phys. **100**, 113, 1936.
$^{65}_{29}Cu$	$^3/_2$	$+2{,}6$	$-0{,}1$	H. Schüler und Th. Schmidt, ebenda **100**, 113, 1936.
$^{69}_{31}Ga$	$^3/_2$	$+2{,}0$	$+1$	H. Schüler und H. Korsching, ebenda **103**, 434, 1936.
$^{71}_{31}Ga$	$^3/_2$	$+2{,}5$	$0 \pm 0{,}5$	H. Schüler und H. Korsching, ebenda **103**, 434, 1936.
$^{75}_{33}As$	$^3/_2$	$+1{,}5$	$+0{,}3$	H. Schüler und M. Marketu, ebenda **102**, 703, 1936.
$^{83}_{36}Kr$	$^9/_2$	$-1{,}0$	$+0{,}04$	H. Korsching, ebenda **109**, 349, 1938.
$^{115}_{49}In$	$^9/_2$	$+5{,}3$	$+0{,}8$	H. Schüler und Th. Schmidt, ebenda **104**, 468, 1937.
				R. Bacher und D. Tomboulian, Phys. Rev. **52**, 836, 1937.
$^{131}_{54}Xe$	$^3/_2$	$+0{,}7$	$0 \pm 0{,}03$	H. Korsching, ZS. f. Phys. **109**, 349, 1938.
$^{151}_{63}Eu$	$^5/_2$	$+3{,}4$	$\sim +1{,}2$	H. Schüler und Th. Schmidt, ebenda **94**, 457, 1935.
				H. Casimir, Physica **2**, 719, 1935.
$^{153}_{63}Eu$	$^5/_2$	$+1{,}5$	$\sim +2{,}5$	H. Schüler und Th. Schmidt, ZS. f. Phys. **94**, 457, 1935.
				H. Casimir, Physica **2**, 719, 1935.
$^{175}_{71}Cp$	$^7/_2$	$\sim +2{,}6$	$+5{,}9$	H. Gollnow, ZS. f. Phys. **103**, 443, 1936.
$^{185}_{75}Re$	$^5/_2$	$+3{,}3$	$+2{,}8$	H. Schüler und H. Korsching, ebenda **105**, 168, 1937.
$^{187}_{75}Re$	$^5/_2$	$+3{,}3$	$+2{,}6$	H. Schüler und H. Korsching, ebenda **105**, 168, 1937.
$^{201}_{80}Hg$	$^3/_2$	$-0{,}6$	$+0{,}5$	H. Schüler und Th. Schmidt, ebenda **98**, 239, 1935.
$^{209}_{83}Bi$	$^9/_2$	$+3{,}6$	$-0{,}4$	H. Schüler und Th. Schmidt, ebenda **99**, 717, 1936.

Herrn Prof. Dr. H. Schüler danke ich für sein großes Interesse, das er stets dieser Arbeit entgegengebracht hat und ebenso für die großzügige Bereitstellung der apparativen Hilfsmittel. Außerdem möchte ich auch dafür meinen Dank aussprechen, daß ich mich an den spektroskopischen Untersuchungen über Kerneigenschaften beteiligen konnte.

Lebenslauf

Am 11. August 1912 wurde ich, Horst Korsching, in Danzig als Sohn des Kaufmanns Julius Korsching geboren. Ich besuchte in Danzig das Städtische Gymnasium. Im Herbst 1922 verlegten meine Eltern ihren Wohnsitz nach Berlin. Hier besuchte ich die Herderschule (Realgymnasium) in Charlottenburg und legte Ostern 1932 die Reifeprüfung ab. Im Sommersemester 1932 ließ ich mich an der Friedrich-Wilhelms-Universität zu Berlin immatrikulieren, um Physik und Chemie zu studieren. Ich belegte Vorlesungen über Physik bei den Herren Professoren Nernst, Henning, Möglich, Schüler, Grotrian; über Chemie und physikalische Chemie bei den Herren Professoren Schlenk, Bodenstein; und über Mathematik bei den Herren Professoren Bieberbach, Erhard Schmidt. Außerdem nahm ich an folgenden Praktika teil: Herr Professor Dr. Wehnelt, Physikalisches Anfängerpraktikum; Herr Professor Dr. Czerny, Physikalisches Praktikum für Fortgeschrittene; Herr Professor Dr. Schüler und Herr Professor Dr. Grotrian, Spektroskopisches Praktikum; Herr Professor Dr. Riesenfeld, Anorganisch-chemisches Praktikum, und Herr Professor Dr. Bodenstein, Dr. Wohl, Physikalisch-chemische Übungen. Vom August 1935 an arbeitete ich im Laboratorium von Herrn Professor Dr. H. Schüler (Astrophysikalisches Observatorium in Potsdam) auf dem Gebiet der spektroskopischen Kernforschung. Herr Professor Schüler veröffentlichte mit mir die Arbeiten: „Über Beziehungen im Atomkern aus der Hyperfeinstruktur", „Über Quadrupolmoment und magnetisches Moment von $^{69}_{31}$Ga und $^{71}_{31}$Ga", „Zur Frage nach Gesetzmäßigkeiten beim Aufbau des Atomkerns", „Eine Gesetzmäßigkeit beim Aufbau des Atomkerns und Bestimmung des Quadrupolmomentes von $^{185}_{75}$Re und $^{187}_{75}$Re", „Über die Veränderlichkeit der magnetischen Momente der Atomkerne beim Einbau von Teilchenpaaren".

Meine Doktorarbeit fertigte ich bei Herrn Professor Schüler im Kaiser-Wilhelm-Institut für Physik in Berlin-Dahlem an.

Druck von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig
Printed in Germany